ЛИТЕРАТУРА

[1] Карно Т. Размышления о движущей силе огня. М. 1923. [2] Curzon F. L., Ahlborn B.//Aber. J. Phys. 1975. 43. P. 22. [3] Умов Н. А. Механическая теория теплоты. М., 1895. [4] Лоренц Г. А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. М., 1956.

Поступила в редакцию
25.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

УДК 539.12.01

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ В ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

А. В. Борисов, М. Н. Нанаа *), **И. М. Тернов**

(кафедра теоретической физики)

В рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий Вайнберга—Салама вычислено сечение рассеяния мюонного нейтрино на электроне в постоянном внешнем поле с учетом эффекта пропагатора промежуточного векторного бозона. Исследована зависимость сечения от инвариантных кинематического и динамического параметров, определяемых энергиями частиц и напряженностью внешнего поля.

Исследование нейтрин-лептонных процессов позволило уточнить структуру электрослабого взаимодействия [1], которая в этом случае не осложняется вкладом сильных взаимодействий (в отличие от нейтрин-адронных реакций). Указанные взаимодействия играют важную роль в астрофизических приложениях [2], где возникает также при определенных условиях (например, в магнитосфере пульсаров [3]), необходимость учитывать влияние сильных внешних полей. В последнее время активно исследуются процессы, сопровождающие прохождение частиц высоких энергий через монокристаллы, внутренние электрические поля которых намного превосходят обычные лабораторные значения [4]. В случае малых углов влета частицы в кристалл данный процесс эффективно сводится к процессу в постоянном внешнем поле [4], что открывает уникальную возможность проверки теории электрослабых взаимодействий в условиях сильных полей, которые ранее были достижимы только в космосе [3].

В настоящей работе рассматривается рассеяние мюонного нейтрино на электроне ($\nu_\mu+e\to\nu_\mu+e$) в постоянном скрещенном поле (напряженности электрического и магнитного полей равны по величине и ортогональны друг другу: $|\mathbf{E}|=|\mathbf{H}|$, $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$). Как известно [5], в случае ультрарелятивистских электронов скрещенное поле моделирует произвольное постоянное электромагнитное поле при условии, что его напряженность $B\ll B_0=m^2c^3/e\hbar=4{,}41\cdot10^{13}$ Гс.

Процесс νe-рассеяния уже исследовался ранее. В работах [6, 7] рассмотрено рассеяние нейтрино на электроне, находящемся в основном или слабовозбужденном состоянии в магнитном поле. В работе [8] изучен случай ультрарелятивистского электрона в магнитном поле $H\ll B_0$, когда движение электрона квазиклассично. В [9] получено общее выражение для вероятности процесса в постоянном скрещенном поле и приведены (в виде графиков) результаты его численного исследования. Во всех указанных работах [6—9] рассмотрение ограничено областью

*) Сирия.

достаточно низких энергий нейтрино, когда слабое взаимодействие эффективно является точечным 4-фермионным. В данной работе исследован случай высоких энергий, когда проявляется калибровочная природа $\nu_\mu e$-взаимодействия, осуществляемого путем обмена массивным нейтральным векторным Z-бозоном. Заметим, что в нашей работе [10] исследован кросс-симметричный процесс $e \to e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ в постоянном внешнем поле в области энергий, когда также «оживает» пропагатор Z-бозона.

Используя известное выражение для волновой функции электрона в постоянном скрещенном поле [5], представим дифференциальную вероятность $\nu_\mu e$-рассеяния в виде *)

$$dw = \frac{G_F^2}{4\pi}(VL_\varphi k_0 p_0)^{-1}\frac{d^3p'}{p_0'}\frac{d^3k'}{k_0'}\int\limits_{-\infty}^{\infty} ds\,(q^2/m_z^2 - 1)^{-2}\times$$
$$\times\delta^{(4)}(q+p'-p-sn)\,(N^{\alpha\mu}L_{\alpha\mu}). \qquad (1)$$

Здесь G_F — постоянная Ферми; $q=k'-k$; k, k' — 4-импульсы виртуального Z-бозона, начального и конечного нейтрино соответственно; p и p' — (квази)импульсы электрона ($p^2 = p'^2 = m^2$) в скрещенном поле, при выключении которого квазиимпульс p^μ переходит в импульс свободного электрона; m и m_Z — массы электрона и Z-бозона; V — нормировочный объем, L_φ — нормировочная длина, соответствующая переменной $\varphi = n^\mu x_\mu$ в выражении для волновой функции электрона в скрещенном поле. Постоянный тензор напряженности поля

$$F^{\mu\nu} = n^\mu B^\nu - n^\nu B^\mu,\quad nB=0,\quad n^2=0,\quad B^2 = -F^2, \qquad (2)$$

причем в специальной системе отсчета $n^\mu = (1, \mathbf{n})$, $B^\mu = (0, -F, 0, 0)$ и 3-векторы $\mathbf{E} = (F, 0, 0)$, $\mathbf{H} = (0, F, 0)$, $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ образуют правую тройку.

В (1) введены нейтринный и электронный тензоры:

$$N^{\alpha\mu} = \frac{1}{4}\,\mathrm{Tr}\,[\hat{k}'\gamma^\alpha\hat{k}\gamma^\mu(1+\gamma^5)] = k'^\alpha k^\mu + k'^\mu k^\alpha - g^{\alpha\mu}(k'k) - i\varepsilon^{\alpha\mu\lambda\sigma}k'_\lambda k_\sigma,$$
$$L_{\alpha\mu} = \frac{1}{4}\,\mathrm{Tr}\,[(\hat{p}'+m)\gamma^\beta(V_{\alpha\beta}+A_{\alpha\beta}\gamma^5)(\hat{p}+m)\gamma^\nu(V^*_{\mu\nu}+A^*_{\mu\nu}\gamma^5)], \qquad (3)$$

которые отвечают усреднению (суммированию) по начальным (конечным) поляризационным состояниям частиц, причем нейтрино считаем безмассовым. Здесь $\hat{a} = \gamma^\mu a_\mu$ — свертка 4-вектора a^μ с матрицами Дирака γ^μ, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Тензоры

$$V_{\alpha\beta} = g_V[g_{\alpha\beta}f + 2\zeta\zeta' B^2 n_\alpha n_\beta \ddot{f}] + [g_A(\zeta'-\zeta)\tilde{F}_{\alpha\beta} - ig_V(\zeta'+\zeta)F_{\alpha\beta}]\dot{f}, \qquad (4)$$
$$A_{\alpha\beta} = V_{\alpha\beta}(g_V \rightleftarrows g_A),$$

где $\zeta = e/2(np)$, $\zeta' = e/2(np')$, выражаются через тензор поля (2), дуальный тензор $\tilde{F}_{\alpha\beta} = (1/2)\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu}F^{\mu\nu}$, векторную и аксиально-векторную константы связи электрона с Z-бозоном:

$$g_V = -1/2 + 2\sin^2\theta_W,\quad g_A = -1/2, \qquad (5)$$

---

*) Используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$, и псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+\,-\,-\,-)$.

θ_W — угол Вайнберга ($\sin^2\theta_W \simeq 0{,}226$), и функцию

$$f(s) = \pi^{-1/2}(4\beta)^{-1/3}\exp\left\{i\frac{\alpha}{8\beta}\left(s - \frac{\alpha^2}{24\beta}\right)\right\}\Phi(y),$$

$$y = (4\beta)^{-1/3}\left(s - \frac{\alpha^2}{16\beta}\right), \tag{6}$$

$$\alpha = e\left(\frac{Bp}{np} - \frac{Bp'}{np'}\right), \quad \beta = \frac{e^2B^2}{8}\left(\frac{1}{np} - \frac{1}{np'}\right),$$

и ее производные $\dot{f} = \partial f/\partial s$, $\ddot{f} = \partial^2 f/\partial s^2$. Здесь

$$\Phi(y) = \pi^{-1/2}\int_0^\infty dt\cos(yt + t^{3/3})$$

— функция Эйри.

Вычислим свертку тензоров (3), входящую в выражение вероятности (1), ограничившись следующим кинематическим условием:

$$nk = 0, \tag{7}$$

т. е. в указанной выше спецсистеме отсчета начальное нейтрино летит вдоль вектора $\mathbf{n}$ ($\mathbf{k}\uparrow\uparrow\mathbf{n}$). В силу (2) это условие дает

$$k_\mu F^{\mu\nu} = F^{\mu\nu}k_\nu = 0. \tag{7a}$$

Результат вычисления таков:

$$(NL) = C_0|f|^2 + C_1|\dot{f}|^2 + C_+(f^*\dot{f} + f\dot{f}^*) + iC_-(f^*\dot{f} - f\dot{f}^*), \tag{8}$$

где коэффициенты

$$C_0 = 2\left[(g_A + g_V)^2(kp)(k'p') + (g_A - g_V)^2(kp')(k'p) + m^2(k'k)(g_A^2 - g_V^2)\right],$$

$$C_1 = 2(k'k)(pF^2p')\left[(\zeta_+^2 + \zeta_-^2)(g_V^2 + g_A^2) + 4\zeta_+\zeta_- g_A g_V\right], \tag{9}$$

$$C_+ = \left[\zeta_+(g_A^2 + g_V^2) + 2\zeta_- g_A g_V\right]\left[(kp')(k'\widetilde{F}p) + (kp)(k'\widetilde{F}p')\right] +$$

$$+ \left[\zeta_-(g_A^2 + g_V^2) + 2\zeta_+ g_A g_V\right](k'k)(p\widetilde{F}p'),$$

$$C_- = C_+(\widetilde{F}_{\alpha\beta} \to -F_{\alpha\beta}).$$

Здесь $\zeta_\pm = \zeta' \pm \zeta$, $(p'Fp) = p'_\alpha F^{\alpha\beta}p_\beta$ и т. п.

Перейдем к дифференциальному сечению процесса $d\sigma$, разделив вероятность (1) на поток $j = (kp)/(Vk_0p_0)$:

$$d\sigma = dw/j. \tag{10}$$

После интегрирования в (1) по d^3k' и ds с помощью δ-функции выразим (10) через три инвариантные переменные, используемые при описании комптоновского рассеяния ($\gamma e \to \gamma e$) в постоянном внешнем поле [11] — процесса, кинематика которого совпадает с кинематикой νe-рассеяния:

$$u = \frac{\chi - \chi'}{\chi'}, \quad \tau = \frac{e}{m^4}\frac{(p'\widetilde{F}p)}{\chi - \chi'},$$

$$\psi = \frac{\varkappa}{2\chi}\cdot\tau(\widetilde{F} \to F). \tag{11}$$

Здесь введены параметры

$$\varkappa = \frac{2(kp)}{m^2}, \quad \chi = \frac{e}{m^3}\left[-(F_{\mu\nu}p^\nu)^2\right]^{1/2} \tag{12}$$

и переменная $\chi' = \chi(p \to p')$. В результате из (1) с учетом (8)—(11) получаем сечение процесса в виде

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi^2} m^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_0^{\infty} \frac{du \cdot u}{(1+u)^4}\left(\frac{u}{2\chi}\right)^{1/3} R(u, \varkappa)(B_0\Phi^2 + B_1\Phi'^2 + B_{01}\Phi\Phi'), \tag{13}$$

где

$$\begin{gathered} R(u, \varkappa) = \left[\varkappa\left(\frac{m}{m_Z}\right)^2 \frac{u}{1+u} + 1\right]^{-2}, \\ B_0 = v(1+\tau^2) + (g_A^2 - g_V^2)(1+u), \\ B_1 = (2\chi/u)^{2/3} v, \quad B_{01} = -2(2\chi/u)^{1/3} v\tau, \\ v = g_A^2 + g_V^2 + (g_A + g_V)^2 u(1 + u/2); \end{gathered} \tag{14}$$

аргумент функций Эйри $\Phi = \Phi(y)$ и $\Phi' = d\Phi/dy$ (см. (6)) равен

$$y = \left(\frac{u}{2\chi}\right)^{1/3}\left(1 - \frac{\varkappa}{u} + \tau^2\right). \tag{15}$$

При выводе (13) учтено, что спектр $d^3\sigma/(du\,d\tau\,d\psi)$ не зависит от переменной ψ, интегрирование по которой дает (см. [11])

$$\int d\psi = \frac{kp}{np} L_\varphi,$$

так что нефизическая нормировочная длина L_φ в (13) исчезает, как и должно быть (ср. [5]).

Подынтегральное выражение в (13) дает дифференциальное сечение по переменным u, τ, которое применимо, как уже отмечалось выше, для ультрарелятивистского электрона (энергия $\varepsilon \gg m$) в произвольном постоянном внешнем поле напряженности $F \ll B_0 = m^2/e$ (более точные условия применимости см. в [11, 12]). В важном частном случае постоянного магнитного поля $\mathbf{H} \| Oz$ и нулевого продольного импульса начального электрона ($p_z = 0$) переменные и параметры (11), (12) имеют следующий смысл:

$$\begin{gathered} u = \frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon'}, \quad \tau = -\frac{p_z'}{m} = \frac{k_z' - k_z}{m}, \\ \chi = \frac{\varepsilon}{m}\frac{H}{B_0}, \quad \varkappa = \frac{2k_0\varepsilon}{m^2}. \end{gathered} \tag{16}$$

Здесь учтено, что поперечный импульс электрона $p_\perp = (\varepsilon^2 - m^2 - p_z^2)^{1/2} \simeq \simeq \varepsilon$ и в силу (7а) импульс начального нейтрино $\mathbf{k} \| \mathbf{H}$ ($k_z = k_0$).

Сравним результат (13) с найденным в работе [8] выражением для сечения рассеяния нейтрино низких энергий на поляризованных ультрарелятивистских электронах в магнитном поле $H \ll B_0$. Проведем в указанном выражении усреднение (суммирование) по поляризациям начального (конечного) электрона, проинтегрируем по азимутальному углу вылета конечного нейтрино и выразим функции Макдональда K_ν через функцию Эйриф: $K_{1/3}(z) = (3\pi/y)^{1/2}\Phi(y)$, $K_{2/3}(z) = -(3\pi)^{1/2}\Phi'(y)/y$, где

$z=2y^{3/2}/3$. В итоге после перехода от обозначений работы [8] к нашим ($x=-\tau$, $\alpha=u$, $C_\pm=g_V\pm g_A$) получим выражение, которое представляет собой частный случай формулы (13) при $\varkappa=0$, соответствующий пределу низкой энергии начального нейтрино.

В формуле (13) можно проинтегрировать по угловой переменной τ в общем виде, используя известные соотношения из теории функций Эйри (см., напр., [5]). В результате получим

$$\sigma=\frac{G_F^2m^2}{2\pi^{3/2}}\int\limits_0^\infty\frac{du\,u}{(1+u)^4}R(u,\ \varkappa)\left\{\left[\frac{\varkappa}{u}v+(g_A^2-g_V^2)(1+u)\right]\Phi_1(z)-\right.$$

$$\left.-2\left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}v\Phi'(z)\right\},\tag{17}$$

где $\Phi_1(z)=\int\limits_z^\infty dt\,\Phi(t)$, аргумент

$$z=\left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3}\left(1-\frac{\varkappa}{u}\right).\tag{18}$$

Эту формулу следует сравнить с аналогичным выражением работы [9]. Положим в нем $\mu=1$ ($m'=m$), $\chi_0=\varkappa/2$, $b_0=-2g_V$, $b_5=-2g_A$ и сделаем замену $c(pl_1)/l_{1,0}\to1$, что соответствует переходу от вероятности процесса к сечению согласно (10). Тогда указанное выражение приводится к виду, совпадающему с (17) при $R=1$, так как в [9] рассмотрен случай сравнительно низких энергий (4-фермионного взаимодействия, отвечающего формальному пределу $m_Z\to\infty$ в (14)).

Из (18) следует, что влияние постоянного внешнего поля на процесс νe-рассеяния определяется параметром (ср. [11, 12])

$$\eta=\chi/\varkappa.\tag{19}$$

Это становится очевидным после замены переменной:

$$t=u/\varkappa,\ z=(\eta^2t)^{-1/3}(t-1).\tag{18a}$$

Характер спектра $d\sigma/du$ существенно различен в двух предельных случаях: $\eta\ll1$ и $\eta\gg1$.

При $\eta\ll1$ влияние слабого поля сводится к тому, что на свободное распределение $d\sigma_0/du$ (при $\chi=0$), которое определено в области $0\leqslant u\leqslant\varkappa$ и является «гладкой» функцией, накладываются характерные осцилляции, обусловленные поведением функции Эйри при $z<0$ (см. график функции $\Phi_1(z)$, приведенный, например, в [5], и рис. 10.2 на с. 86 книги [12], где изображен спектр комптон-эффекта во внешнем постоянном поле). В области же $u>\varkappa$ (запрещенной кинематически в отсутствие поля) спектр резко (экспоненциально) убывает.

При $\eta\gg1$, как следует из (18а), максимум спектра лежит в области $u\sim\chi\gg\varkappa$, и, следовательно, $d\sigma/du$ эффективно значительно шире $d\sigma_0/du$, причем в существенной области спектра осцилляции отсутствуют.

В указанных предельных случаях можно получить простые асимптотические формулы для полного сечения процесса (17).

При $\eta\ll1$ используем следующие слабые асимптотические разложения функций Эйри (т. е. относящиеся к интегралам от их произведений с «хорошими» функциями типа (17)):

$$
\begin{aligned}
&\Phi(Ax)=\sqrt{\pi}A^{-1}\delta(x)+O(A^{-4}),\\
&\Phi'(Ax)=\sqrt{\pi}A^{-2}\delta'(x)+O(A^{-5}),\\
&\Phi_1(Ax)=\sqrt{\pi}\left[\theta(-x)+\frac{1}{3}A^{-3}\delta''(x)+O(A^{-6})\right],
\end{aligned}
\tag{20}
$$

которые легко получить из интегрального представления $\Phi(y)$ (см. (6)). Здесь $\delta(x)$ — δ-функция, $\theta(-x)$ — ступенчатая функция Хевисайда; параметр $A\gg 1$. Используя (20) и (18а), из (17) получаем выражение для сечения $\chi/\varkappa\ll 1$ с точностью до членов $\sim(\chi/\varkappa)^2$ в предположении, что $\varkappa(m/m_Z)^2\ll 1$ (пропагаторный множитель $R(u,\varkappa)\simeq 1$):

$$
\begin{aligned}
\sigma=&\frac{G_F^2m^2}{3\pi}\frac{\varkappa^2}{\varkappa_1^2}\Big\{3g_L^2\varkappa_1^2+g_R^2(1+\varkappa_1+\varkappa_1^2)-3g_Lg_R\varkappa_1+\\
&+\frac{2}{\varkappa_1^3}\left(\frac{\chi}{\varkappa}\right)^2[g_L^2\varkappa_1^2(3+2\varkappa_1-2\varkappa_1^2)+g_R^2(10-4\varkappa_1-3\varkappa_1^2)-\\
&-2g_Lg_R\varkappa_1(6-6\varkappa_1+\varkappa_1^2)]\Big\},
\end{aligned}
\tag{21}
$$

где введены константы связи левых и правых токов $g_{L,R}=(1/2)(g_V\pm\pm g_A)$, параметр $\varkappa_1=\varkappa+1=(k+p)^2/m^2$ — нормированная мандельстамовская переменная s. Из (21) следует, что при высоких энергиях ($\varkappa_1\gg 1$) относительный вклад интерференции левых и правых токов ($\sim g_Lg_R$) убывает, как и должно быть [1].

В области очень низких энергий, когда $\varkappa_1\to 1$ ($\varkappa\to 0$), из (21) для полевой поправки к сечению свободного рассеяния получаем выражение

$$
\sigma_1=\frac{2G_F^2}{3\pi}m^2\chi^2[3(g_L^2+g_R^2)-2g_Lg_R]. \tag{22}
$$

Оно отличается множителем 2 от соответствующего результата работы [8] (формула (4а)), следующего в пределе $\chi\ll 1$ из выражения, представляющего, как уже отмечалось выше, частный случай нашего результата (13) при $\varkappa=0$. Однако при $\chi\ll 1$ основной вклад в поправку σ_1 вносит, как видно из (18) и (20), малая окрестность точки $u=\varkappa$ — границы свободного спектра, включающая не только область $u>\varkappa$, но и $u<\varkappa$. Но именно область $u<\varkappa$ и не учитывается в [8], где сначала сделан предельный переход $\varkappa\to 0$, а затем уже найдена асимптотика при $\chi\ll 1$. Более формально появление дополнительного множителя 2 в (22) по сравнению с результатом [8] следует из очевидного равенства (см. (20)):

$$
\lim_{\varkappa\to+0}\int_0^\infty f(u)\,\delta(u-\varkappa)\,du=f(0)=2\int_0^\infty f(u)\,\delta(u)\,du.
$$

Поэтому численный коэффициент в выражении для сечения при $\chi\ll 1$, найденный в [8], неверен.

При $\eta\gg 1$ основной вклад в интеграл (17) вносит слагаемое $\sim\Phi'(z)$. Главный член асимптотики по параметру χ получим, полагая $\Phi'(z)\simeq\Phi'(0)=-3^{1/6}\Gamma(2/3)/(2\sqrt{\pi})$:

$$
\begin{aligned}
&\sigma=\frac{\Gamma(2/3)}{\sqrt{3}\,\pi^2}G_F^2m^2(3\chi)^{2/3}F(\varkappa_Z),\\
&F(\varkappa_Z)=\int_0^\infty\frac{du\,u^{1/3}}{(1+u)^4}\left(\varkappa_Z\frac{u}{1+u}+1\right)^{-2}[g_L^2(1+u)^2+g_R^2],
\end{aligned}
\tag{23}
$$

где $\varkappa_Z=\varkappa(m/m_Z)^2=2(kp)/m_Z^2$. Как и должно быть в области высоких энергий, сечение фактически не зависит от массы электрона m, так как согласно (12) $\chi^{2/3}\sim m^{-2}$. Энергетическая зависимость сечения (23) определяется функцией $F(\varkappa_Z)$, асимптотика которой такова:

$$F(\varkappa_Z)\simeq\frac{2\pi}{3\sqrt{3}}\begin{cases} g_L^2+\frac{5}{27}g_R^2-\frac{2}{3}\varkappa_Z\left(2g_L^2+\frac{5}{27}g_R^2\right), & \varkappa_Z\ll 1;\\ (g_L^2+g_R^2)\varkappa_Z^{-4/3}, & \varkappa_Z\gg 1.\end{cases} \tag{24}$$

Заметим, что выражение для сечения при низких энергиях (формула (23) при $\varkappa_Z=0$ (см. (24)) совпадает с соответствующим результатом работы [8].

В области сверхвысоких энергий и сильных полей ($\chi\gg\varkappa\gg(m_Z/m)^2$) сечение $\nu_\mu e$-рассеяния имеет вид (см. (23), (24)):

$$\sigma=\frac{\Gamma(2/3)}{9\pi}(g_V^2+g_A^2)G_F^2m^2\left(\frac{3\chi}{\varkappa_Z^2}\right)^{2/3}. \tag{25}$$

Следовательно, по сравнению с сечением при низких энергиях ($\varkappa_Z\ll 1$) сечение (25) приобретает характерный множитель $\varkappa_Z^{-4/3}$, обусловленный пропагатором Z-бозона (ср. [10]) и приводящий к убыванию сечения с ростом энергии, как это и должно быть из соображений унитарности [1]. Следует, однако, подчеркнуть, что в области высоких энергий необходимо учитывать радиационные поправки.

В заключение отметим, что асимптотические разложения выражения (17) для сечения по параметрам χ и $\varkappa$ можно получить более общим методом, основанным на преобразовании Меллина для функции Эйри. Этот метод использован, например, в [13], и он позволяет найти высшие поправки к главным асимптотикам (21) и (23).

Авторы благодарят В. Ч. Жуковского за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М., 1990. [2] Озерной Л. М., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. А. Астрофизика высоких энергий. М., 1973. [3] Липунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. М., 1987. [4] Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск, 1989. [5] Ритус В. И.// //Тр. ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5. [6] Цветков В. П.//Ядерная физика. 1980. **32**, № 3. С. 776. [7] Бузардан С. Х., Вшивцев А. С.//Изв. вузов, Физика. 1982. № 9. С. 35. [8] Захарцов В. М., Лоскутов Ю. М., Парфенов К. В.//ТМФ. 1989. **81**, № 2. С. 215. [9] Люлька В. А.//Ядерная физика. 1984. **39**, № 3. С. 680. [10] Борисов А. В., Келехсаева И. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. **28**, № 6. С. 20. [11] Жуковский В. Ч., Херрманн И.//Ядерная физика. 1971. **14**, № 1. С. 150; Жуковский В. Ч., Эминов П. А.//Изв. вузов. Физика, 1980. № 8. С. 47. [12] Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989. [13] Аверин А. В., Борисов А. В., Студеникин А. И.//Ядерная физика. 1989. **50**, № 4. С. 1058.

Поступила в редакцию
01.04.92